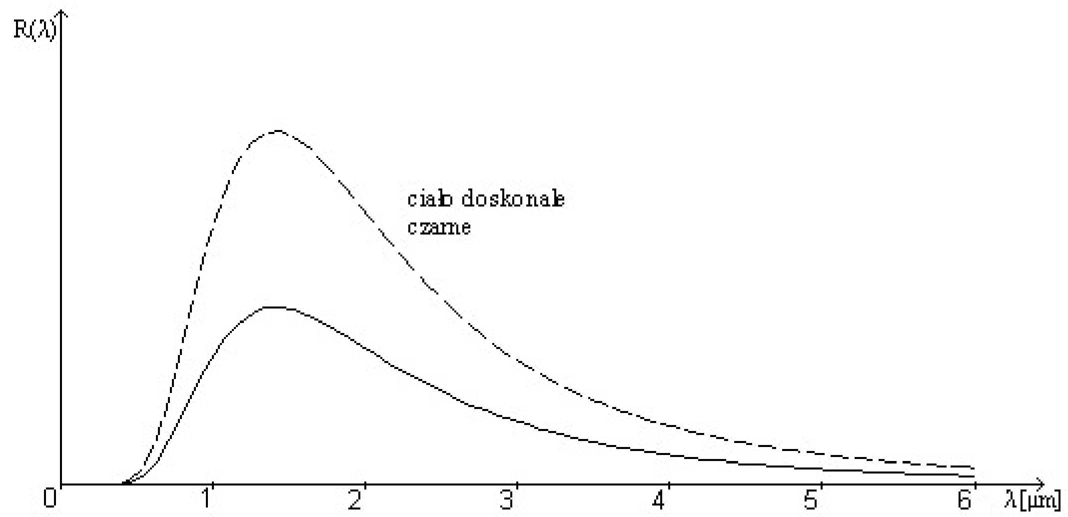
WSTĘP DO FIZYKI KWANTOWEJ

1. Promieniowanie termiczne ciał

Z codziennego doświadczenia wiemy, że rozgrzane do wysokiej temperatury ciała są źródłami światła widzialnego (np. włókna żarówek). Ogólnie, promieniowanie wysyłane przez rozgrzane ciała nazywamy promieniowaniem termicznym.

Każde ciało emituje i absorbuje promieniowanie termiczne. Gdy ciało ma temperaturę otoczenia ($T_{ciała} = T_{otocz}$) to szybkość absorpcji jest równa szybkości emisji. Gdy $T_{ciała} > T_{otocz}$ wtedy szybkość emisji jest większa od szybkości absorpcji, ciało będzie się oziębiać, aż do osiągnięcia równowagi termicznej z otoczeniem.

Za pomocą siatki dyfrakcyjnej możemy zbadać skład widmowy wyemitowanego promieniowania. Definiujemy w tym celu widmową zdolnością emisyjną $R(\lambda)$ w ten sposób, że $R(\lambda)d\lambda$ – oznacza moc promieniowania emitowanego przez jednostkową powierzchnię ciała w zakresie długości fal między λ , $\lambda+d\lambda$. Przykładowo, zdolność emisyjna dla taśmy wolframowej w temperaturze T=2000 K ma postać pokazana na Rys.1.

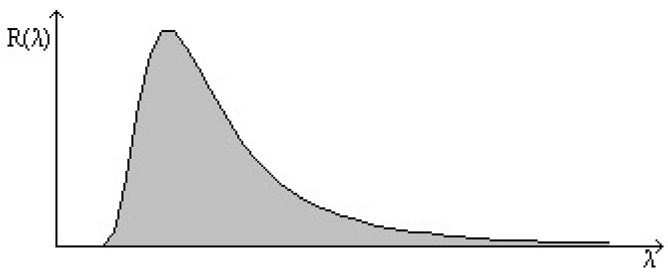


Rys.1. Widmo promieniowania termicznego wolframu w temperaturze 2000 K (linia ciągła). Pokazano także widmo ciała doskonale czarnego (linia przerywana).

Całkowita energia wysyłanego promieniowania w całym zakresie długości fal:

$$R = \int_0^\infty R(\lambda)d\lambda \qquad (1)$$

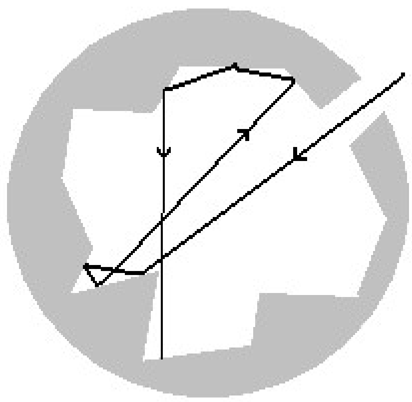
Wielkość ta jest po prostu polem powierzchni zawartym pod wykresem R(λ).



Rys 2. Całkowita energia wysyłanego promieniowania termicznego powierzchnia pod krzywą)

Widmo emitowane przez ciało stałe ma charakter ciągły, silnie zależy od temperatury, szczegóły widma są prawie niezależna od rodzaju substancji.

Aby uniezależnić się od szczegółów dotyczących różnych ciał definiujemy modelowe ciało *doskonale czarne*. Wyobraźmy sobie, że w litym kawałku materiału wydrążyliśmy wnękę, do której światło może wejść (lub z niej wyjść) przez mały otworek. W ten sposób światło, które wchodzi przez otworek jest praktycznie w 100% pochłonięte prze ciało doskonale czarne.



Rys. 3. Model ciała doskonale czarnego

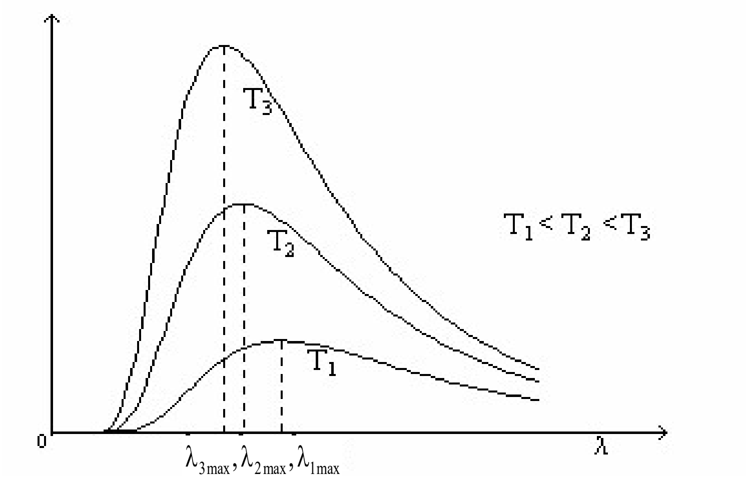
Z obserwacji wynika, że :

- Promieniowanie wychodzące z wnętrza ma zawsze większe natężenie niż promieniowanie ze ścian bocznych,
- Dla danej temperatury widmo promieniowania wychodzące z otworu jest identyczne dla wszystkich ciał,
- Emisja energetyczna promieniowania ciała doskonale czarnego spełnia zależność zwaną prawem Stefana- Boltzmana:

$$R=\sigma T^4 \tag{2}$$

gdzie: σ – stała Stefana-Boltzmana ($\sigma = 5.67 * 10^{-8}$ W/(m^{2}K^4)).

Natomiast widmowa zdolność emisyjna R(λ) zmienia się z temperaturą jak pokazano poniżej:



Rys. 4. Zależność widmowej zdolności emisyjnej od temperatury

Temperatura oraz długość fali, przy której występuje maksimum rozkładu spełniają następującą zależność (prawo przesunięć Wiena):

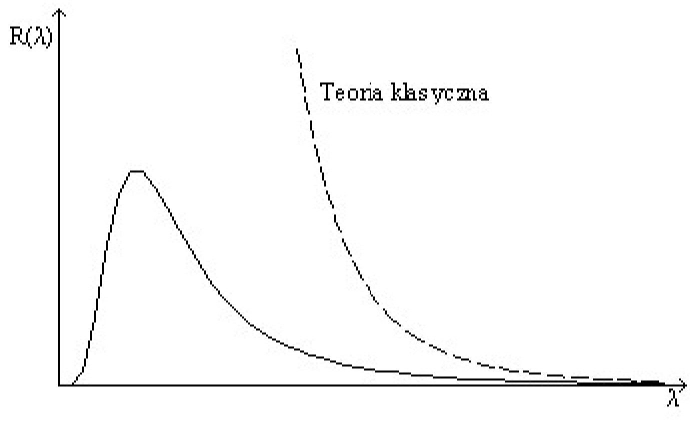
$$\lambda_{max} * T = const \qquad (3)$$

Ponadto, przyjmuje się, że w stanie równowagi termicznej emisja energetyczna (R) oraz absorpcja (A) są sobie równe:

$$R = A \qquad (4)$$

Dzięki temu ciało pozostaje w stałej temperaturze, równej temperaturze otoczenia.

Teoria promieniowania



Rys. 5. Widmowe zdolności emisyjne: zmierzona dla ciała doskonale czarnego (linia ciągła) oraz przewidziana przez teorię klasyczną (linia przerywana).

Teoria klasyczna *(*Raleigh i Jeans). Zastosowali oni teorię pola elektromagnetycznego, aby pokazać, że promieniowanie wewnątrz wnęki ma charakter fal stojących. Klasycznie obliczyli wartość średniej energii w oparciu o prawo ekwipartycji energii. Rozumowanie to doprowadza do błędnej zależności:

$$R(\lambda) \sim \frac{T}{\lambda^4}$$	(5)

która pokazana jest na Rys. 5. Widzimy, że zależność ta całkowicie zawodzi w zakresie małych długości fali („katastrofa krótkofalowa").

Teoria Wiena (1896). Dała ona zależność w pierwszym przybliżeniu zgodną z doświadczeniem. Oparta była również na teorii klasycznej; założono, że rozkład częstotliwości promieniowania jest analogiczny do rozkładu Maxwella prędkości cząstek w gazie.

Teoria Plancka. Prowadzi ona do zależności doskonale zgodnej z doświadczeniem:

$$R(\lambda) = \frac{C_1}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{C_2}{\lambda \cdot T}} - 1}$$	(6)

gdzie C_1 i C_2 są stałymi.

Planck przyjął następujące założenia :

- prawdopodobieństwo wystąpienia drgań o energii E jest opisane rozkładem Boltzmana:

$$\rho(E) \sim \exp(-\frac{E}{kT})$$	(7)

- drgające atomy, które promieniują światło to oscylatory (tzw. oscylatory kwantowe),
- każdy oscylator nie może mieć dowolnej energii, lecz tylko ściśle określone:

$$E = nh\nu$$	(8)

gdzie n jest liczbą kwantową energii (n=1,2,3...), ν – częstotliwością oscylatora, h – stałą Plancka (h= 6,63 * 10^{-34} Js),
- oscylator nie wypromieniowuje energii w sposób ciągły lecz skokowo, przechodząc z jednego stanu energetycznego do drugiego:

$$\Delta E = h\nu$$	(9)

(odpowiada to sytuacji: Δn=1).

Atomy zachowują się jak oscylatory kwantowe. Dopóki oscylator pozostaje w jednym ze swoich stanów kwantowych, dopóty ani nie absorbuje ani nie emituje energii (mówimy, że oscylator znajduje się w stanie stacjonarnym). Natomiast atom przechodząc z wyższego do niższego stanu energetycznego emituje porcję energii (kwant) o wartości hν. Ilość atomów emitujących kwanty promieniowania jest ogromna i w efekcie wysyłane promieniowanie możemy opisać jako strumień kwantów.

Na podstawie swojej teorii Planck wykazał, że :

$$C_1 = 8\pi ch \;;\quad C_2 = \frac{hc}{k}$$	(10)